

台風時の強風を予測する大気境界層モデル

Planetary Boundary Layer Models to Simulate Strong Wind by Typhoon

吉田 正 邦 太田 勝 矢
高 木 賢 二

要 約

本研究は、耐風設計や強風による被害予測に用いる風向風速の統計量を得るため、台風特性を乱数発生させて、台風時の風向風速を時々刻々評価する解析手法の開発を目的とする。支配方程式は質量保存式、運動量保存式、熱エネルギー保存式および水分保存式である。このほか、物理モデルとして、Schloemer の台風気圧場経験式、潜熱収支を評価する Mellow and Yamada の雲モデル、下部境界の風速・温位・比湿のフラックスを定める Deadorff の植生モデルおよび鉛直風速の収支を考慮して圧力分布を定める Klemp and Durran の放射境界条件を加える。半径方向の外部境界は Orlanski の open boundary model により、台風中心側の側面境界の半径方向成分はフラックス 0 とする。入力データは、市販されている国土地理院発行の国土数値情報、気象庁発行の高層気象観測年報、理科年表による海面温度および観測値あるいは乱数発生させて定める台風特性の初期値だけである。シミュレーションは台風中心が常に座標中心となるよう、地形データの変更に物理量の移動を行ないながら進める。これらの式および解析手法を適用した台風 T9119 の計算結果は、観測値の性状を良く表している。

目 次

- I. はじめに
- II. 基礎方程式
- III. 台風モデル
- IV. シミュレーション
- V. おわりに

I. はじめに

本研究は、耐風設計や強風による被害予測に必要な風向風速統計値を得るため、台風特性（台風中心気圧、最大旋衡風速半径、進行速度、進行方向）を乱数発生させたときの台風による風向風速分布が解析できる計算手法の作成を目指している。即ち、各時刻の風向風速が、海上の台風特性の観測値あるいは乱数値を初期値として与えるだけで予測できるようにする。ただし、計算領域を直径数 100km とすることから、台風進路や台風特性の予測には限界がある。このため、これら的高精度な予測は目的としていない。

解析式および解析手順は、境界条件と座標系の違いを除き、気象研究所で開発し、鹿島建設で改良した、風速を $\pm 1\text{m/sec}$ 、温度を $\pm 1\text{K}$ の精度で予測できる中弱風用の大気環境予測プログラムを改良したものである。支配方程式は質量保存式(連続方程式)、運動量保存式 (Navier-Stokes 方程式)、熱エネルギー保存式、水分保存式と台風気圧場経験式 (Schloemer モデル⁵⁻⁸⁾) である。特徴は、座標系が円運動となる台風の解析に適した円柱座標、地形の凹凸に対応できる z^* 座標としていること、温度風が考慮できること、台風の盛衰も解析的に予測できることである。

入力データは、国土地理院発行の国土数値情報、気象庁発行の高層気象観測年報、理科年表の海面温度および観測値あるいは乱数発

生させた台風特性の初期値である。シミュレーションは台風中心が座標中央となるよう、地形を移動させながら、連続方程式を除く支配方程式から水平風速 2 成分と温湿度を求め、次に連続方程式による鉛直風速、内部重力波を吸収する放射条件による圧力場、台風中心位置と台風特性を定める計算を繰り返す。適用例として、参考文献 5 に示される台風 T9119 の観測値と比較し、その結果を示す。

II. 基礎方程式

支配方程式は非圧縮性流体の連続方程式と静力学平衡の運動量保存式、熱エネルギー保存式と水分保存式とし、風速 (U, V, W)、温位 (H)、比湿 (E)、圧力 (P) の時間変動を計算する。本論文での温位 H は水分が全て気体 (水蒸気) として存在するとした連続する仮温位であり、比湿 E は液体・水蒸気のトータル水分を表す。

このほか、物理モデルとして、Schloemer の台風気圧場経験式、温湿度と境界条件の設定に必要な、Katayama (1973)^{2,10)}の日射・赤外放射関係式、Sommeria and Deadorff (1977)¹⁷⁾および Mellow and Yamada (1977,1979)^{18,19)}の雲モデル、Deadorff (1977)¹⁴⁾および Kimura and Takahashi (1991)¹⁵⁾の植生層・都市フラックス計算式および鉛直風速による圧力への影響を除去する Klemp and Durran (1983)¹³⁾の放射境界条件式を加える。

座標系は鉛直方向座標(地形の凹凸)を標準化する円柱 z^* 座標とする¹⁾。しかし、本論文では一般的な論文との対比を考え、等圧線が同心円状になる台風気圧分布が関係する式以外は、平行デカルト z^* 座標で記述する(円柱 z^* 座標の式は参考文献 4 を参照)。

デカルト座標の z^* 座標への変換式は次のとおりである。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x^*} + \left(\frac{(z^* - z_T)}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial x^*} \right) \frac{\partial}{\partial z^*} \quad (1a)$$

キーワード：台風数値計算、モデル、
風向、風速、温度

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y^*} + \left(\frac{z^* - z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial y^*} \right) \frac{\partial}{\partial z^*} \quad (1b,c)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{z_T}{z_h} \frac{\partial}{\partial z^*}, \quad z_h = z_T - z_g, \quad z^* = (z_T / z_h) z$$

ここに、上付きの*は z^* 座標の距離を、 z_T は計算領域頂部高さを、 z_g は地表高さを、 z^* は $(z_g \sim z_T)$ を $(0 \sim z_T)$ に拡大した鉛直座標値を表す。なお、 x 方向と y 方向の距離 x, y は z^* 座標の距離 x^*, y^* と一致するので、後述する各式では z^* を除き、一般に上付きの*を省略している。

後述する、式(3c)中の浮力は Boussinesq 近似し、式(3a,b,c)の圧力 P は Exner 関数 Π に変換し、温度は圧力変化に起因する可逆な断熱変化(空気密度)を内包する温位 H とする。

$$(\rho / \rho_o) g \equiv (H / H_o) g = \beta (H - H_o) g \quad (1d)$$

$$\Pi = C_p (P / P_o)^\gamma = C_p T / H \quad (1e)$$

$$H = T (P_o / P)^\gamma = C_p T / \Pi \quad (1f)$$

ここに、 H, T は温位と温度を、 P は圧力を、 $C_p = 1004 \text{ J/kgK}$ は等圧比熱を、 $\gamma = 0.285$ は比熱比を、 ρ は空気密度を、 $g = 9.8 \text{ m/sec}^2$ は重力加速度を、 $\beta = 1/H_o$ は温度膨張係数を、添え字 o は境界層内の代表値を表す。なお、式(3c)の浮力項(温度膨張係数 β)には、比湿の影響を含めないが、後述する鉛直方向拡散項の膨張係数は温位による成分 β_T' と比湿による成分 β_E' に分解している^{2,19)}。

(1) 連続方程式

$$\frac{\partial z_h U}{\partial x} + \frac{\partial z_h V}{\partial y} + \frac{\partial z_h W^*}{\partial z^*} = 0 \quad (2a)$$

$$W^* = \frac{z_T}{z_h} \left(W_z + \frac{z^* - z_T}{z_T} \left(\frac{\partial z_g}{\partial x} U + \frac{\partial z_g}{\partial y} V \right) \right) \quad (2b)$$

ここに、 U, V は z^* 座標としても数値が変化しない風速であり

W^* はデカルト座標の鉛直風速 W_z と水平風速2成分の写像で発生する鉛直成分をまとめた z^* 座標の鉛直風速である。

(2) 運動量保存式

静力学平衡・Boussinesq 近似した式は次のとおりである。

$$\begin{cases} z_h \frac{\partial U}{\partial t} = -ADV(U) - \frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x^*} + z_h fV + DIF(U) \\ z_h \frac{\partial V}{\partial t} = -ADV(V) - \frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y^*} - z_h fU + DIF(V) \\ 0 = -\frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z^*} - z_h \beta Hg \end{cases} \quad (3a,b,c)$$

ここに、 $f = 0.4$ はコリオリパラメータを表す。なお、 z^* 座標の圧力微分 $(\partial/\partial x^*, \partial/\partial y^*)$ には後述するように鉛直方向成分が生じる。

ADV は、 U, V, H, E などの物理量 Φ の関数である。

$$ADV(\Phi) \equiv \frac{\partial z_h (U - C_{Tx}) \Phi}{\partial x} + \frac{\partial z_h (V - C_{Ty}) \Phi}{\partial y} + \frac{\partial z_h W^* \Phi}{\partial z^*} \quad (4a)$$

ここに、 C_T は台風進行速度を、添え字 x, y は x 方向と y 方向成分を表す。上式が台風進行速度を含むのは、台風進行速度の時間・空間的な変化が小さいとした台風進行速度 $\vec{C}_T = \{\partial x/\partial t, \partial y/\partial t\}$ を移流項 ADV に含めることによる⁵⁾。

DIF は拡散項を表す。式(4b)は数値計算で用いる水平方向格子間隔 $\Delta x, \Delta y$ が地表高さの差分 Δz_g と比べ十分大きいとした近似式であり、式(4c)は近似前の式である。両式の比較から、 z^* 座標の x_z^*, y_z^* による微分項は各々4項に分解されることが分かる。

なお、この近似は K_H に不確定な係数を含むことも考慮している。

$$DIF(\Phi) \equiv z_h \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{H(\Phi)} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + z_h \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{H(\Phi)} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{V(\Phi)} \left(\frac{z_T}{z_h} \right)^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right) \quad (4b)$$

ここに、 $K_{H(\Phi)}$ は水平方向の拡散係数を、 $K_{V(\Phi)}$ は鉛直方向の拡散係数を表す。水平方向格子間隔と比べ地表の凹凸が無視できないとした近似前の式は次のとおりである。

$$\begin{aligned} DIF(\Phi) = & z_h \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{H(\Phi)} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + z_h \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{H(\Phi)} \frac{z^* - z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{H(\Phi)} \frac{z^* - z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{H(\Phi)} \left(\frac{z^* - z_T}{z_h} \right)^2 \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{H(\Phi)} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + z_h \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{H(\Phi)} \frac{z^* - z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{H(\Phi)} \frac{z^* - z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_{H(\Phi)} \left(\frac{z^* - z_T}{z_h} \right)^2 \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right) \\ & + z_h \frac{\partial}{\partial z^*} \left[\frac{K_{V(\Phi)}}{Gz} \left(\frac{z_T}{z_h} \right)^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z^*} \right] \end{aligned} \quad (4c)$$

圧力項は、 z^* 座標に変換し、鉛直方向の圧力を Boussinesq 近似した式(3c)の静力学平衡式 $\partial \Pi / \partial z^* \approx (z_h / z_T)(H \cdot g / H_o^2)$ を適用した次式による。

$$\begin{aligned} \frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x^*} & \equiv z_h H_o \frac{\partial \Pi}{\partial x^*} = z_h H_o \left\{ \frac{\partial \Pi}{\partial x} + \frac{(z^* - z_T) z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial \Pi}{\partial z^*} \right\} \\ \frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y^*} & \equiv z_h H_o \frac{\partial \Pi}{\partial y^*} = z_h H_o \left\{ \frac{\partial \Pi}{\partial y} + \frac{(z^* - z_T) z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial \Pi}{\partial z^*} \right\} \\ \frac{z_h}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z^*} & \equiv z_h H_o \frac{\partial \Pi}{\partial z^*} = z_h H_o \left\{ \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{(z^* - z_T) z_T}{z_h} \frac{\partial z_g}{\partial z} \frac{\partial \Pi}{\partial z^*} \right\} \end{aligned}$$

(3) 拡散係数

水平方向の拡散係数 $K_{H(\Phi)}$ は Deardorff (1972)⁹⁾の SGS モデルによる。この水平方向の拡散係数も z^* 座標に変換すると複雑になるが、係数 c_s が有する不確定性のため、式(4b)と同様、水平方向の格子間隔 $\Delta x, \Delta y$ と比べ地表高さの差分 Δz_g が小さいとした近似式とする。

$$K_{H(\Phi)} \equiv (c_s \Delta)^2 \left(\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \frac{(\partial U / \partial y + \partial V / \partial x)^2}{2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

ここに、 c_s はスマゴリンスキー定数であり、 $\Delta = (\Delta x \cdot \Delta y)^{1/2}$ はメッシュ代表幅を表す。

風速と温位・比湿の鉛直方向拡散係数、 $K_{V(U,V)}$ と $K_{V(H,E)}$ は、Mellow and Yamada (1982, 1983)^{10,11)}の Level 2.5 による。

[$K_{V(U,V)} = lqS_m$ を定める係数]

$$S_m = \frac{1.96(0.1912 - R_f)(0.2341 - R_f)}{(1 - R_f)(0.2231 - R_f)} \quad (6a)$$

[$K_{V(H,E)} = lqS_h$ を定める係数]

$$S_h = \frac{1.318(0.2231 - R_f)}{(0.2341 - R_f)} S_m \quad (6b)$$

[gradient Richardson 数 ≤ 0.195]

$$R_i = \frac{z_T}{z_h} \frac{g(\beta_T' \cdot \partial H / \partial z^* + \beta_E' \cdot \partial E / \partial z^*)}{(\partial U / \partial z^*)^2 + (\partial V / \partial z^*)^2} \quad (6c)$$

ここに、 β_T' は温位変動に対する膨張係数を、 β_E' は比湿変動に対する温度膨張係数成分を表す^{2,19)}。

[flux Richardson 数 ≤ 0.191]¹²⁾

$$R_f = 0.6588[R_i + 0.1776 - (R_i^2 - 0.3221R_i + 0.03156)^{1/2}] \quad (6d)$$

(4) 乱流エネルギー q^2 (水平方向の拡散は無視)¹⁰⁾

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_h q^2}{\partial t} = & -ADV(q^2) + \frac{z_T^2}{z_h} \left\{ \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_q \frac{\partial q^2}{\partial z^*} \right) \right. \\ & \left. + 2K_{V(U,V)} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial z^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z^*} \right)^2 \right) \right\} \\ & - 2g \cdot K_{V(H)} z_T \left(\beta_T' \frac{\partial H}{\partial z^*} + \beta_E' \frac{\partial E}{\partial z^*} \right) - 2z_h \frac{q^3}{B_1 l} \end{aligned} \quad (7)$$

ここに、 $B_1 = 16.6$ であり、 l は代表長さを表す。

(5) 代表長さ l (水平方向の拡散は無視)¹⁰⁾

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_h q^2 l}{\partial t} = & -ADV(q^2 l) + \frac{z_T^2}{z_h} \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_l \frac{\partial q^2 l}{\partial z^*} \right) \\ & + lE_1 \left\{ K_{V(U,V)} \frac{z_T^2}{z_h} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial z^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z^*} \right)^2 \right) \right. \\ & \left. - g \cdot K_{V(H)} z_T \left(\beta_T' \frac{\partial H}{\partial z^*} + \beta_E' \frac{\partial E}{\partial z^*} \right) \right\} \\ & - z_h \frac{q^3}{B_1} \left(1 + E_2 \left(\frac{z_T}{z_h} \right)^2 \left(\frac{l}{\kappa \cdot z^*} \right)^2 \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここに、 $(K_q, K_l) = lq(S_q, S_l)$ は鉛直方向拡散の係数を表し、係数は $(S_q, S_l, E_1, E_2) = (0.2, 0.2, 1.8, 1.33)$ とする。

(6) 熱エネルギー保存式

$$z_h \frac{\partial H}{\partial t} = -ADV(H) + DIF(H) \quad (9)$$

(7) 水分保存式

$$z_h \frac{\partial E}{\partial t} = -ADV(E) + DIF(E) \quad (10)$$

(8) 圧力分布

空気密度の断熱変化成分を除ける Exner 関数 Π で圧力 P を表わし、浮力に Boussinesq 近似を施せば、高さ方向の圧力変化は温位 H の関数で表せる。また、上部境界より上の高さ方向の温位変化が一様かつ台風圧力の Exner 関数が高さ方向一定と仮定すれば、上部境界の Exner 関数 Π_{top} は、海面で設定される台風気圧式 (12) の Exner 関数 Π_T と鉛直方向の頂部風速に起因する Exner 関数 Π_w の和で表せる；圧力項は差分であり、頂部より上の温位変化が高さ方向一様なら、この仮定は計算値に影響しない。このほか、台風周辺の気圧による Π_B も加えるべきであるが、線形の加算が可能かが未検討なため、今回の計算例では省略する。

$$\Pi_{top} = \Pi_T + \Pi_w \quad (11a)$$

上述した仮定から、各高さの Exner 関数 Π_z は、基準高さを上部

境界とした静力学平衡の Boussinesq 近似値として表せる。

$$\Pi_z = \Pi_{top} - \frac{g}{H_o^2} \int_z^{z_{top}} (H_a(z) - H_o) dz \quad (11b)$$

ここに、 H_a は雲モデルで潜熱を加えた、大気温位を表す。

台風気圧場の Exner 関数 Π_T は、Schloemer モデル⁵⁻⁸⁾による海面圧力 $P_T(r)$ の Exner 関数とする (円柱座標)。

$$P_T(r) = P_c + (P_o - P_c) / \exp(R_m / r) \quad (12)$$

ここに、 $P_T(r)$ は台風中心から水平距離が r となる海面圧力を、 $P_o = 1000 \text{ hPa}$ は周辺気圧を、 P_c は台風中心気圧を、 R_m は台風規模を示す最大旋衡風速半径 (客観解析値) を表す。

鉛直風速に起因する Exner 関数 Π_w は、内部重力波を適切に吸収する Klemp and Durran (1983)¹³⁾の放射境界条件による。この手法は、①計算領域頂部の鉛直風速をフーリエ変換し、②得られたフーリエ係数に風速から圧力に変換する関数を乗じて、③逆フーリエ変換して、④鉛直風速の圧力に対する影響を計算するものであり、空気が上部境界から自由に流入流出する条件を与える。

$$\tilde{\Pi}_w = \frac{N}{H_o(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}} \tilde{W}_{top}, \quad k_x = 2\pi/x_i, \quad k_y = 2\pi/y_j \quad (13)$$

ここに、 $\tilde{W}_{top}, \tilde{\Pi}_w$ は頂部の鉛直風速と Exner 関数のフーリエ係数を、 k_x, k_y は x 方向と y 方向の波数を、 x_i, y_j は側面境界から各格子点までの距離を、 i, j は x 方向と y 方向の格子点番号を、 $N^2 = (g/H_o) \partial H_a / \partial z$ は Brunt-Vaisala frequency を表す。

(9) 日射量および赤外放射量

日射量および赤外放射量は、地表や植生層などの下部境界に対してだけ考慮し、計算領域内には考慮しない。

海面や地表への日射 $S_o^\downarrow$ は次式による^{2,16)}。

$$S_o^\downarrow = S_\infty^\downarrow (1 - A_{cloud}) \tau_o \cdot \cos \theta_s \quad (14)$$

ここに、 $S_\infty^\downarrow$ は大気上限に到達する日射を、 A_{cloud} は雲のアルベドを (晴天は 0)、 τ_o は雲、水蒸気、塵などによる日射量増減係数を、 θ_s は対象面の鉛直線と太陽方向のなす角度を表す。

赤外放射量は上空の雲と炭酸ガス、植生あるいは建物と地表間の反射も考慮して定める^{2,17,18,19)}。

(10) 雲モデル

液化潜熱による温度上昇と温度膨張係数 2 成分 β_T', β_E' の計算に必要な日射と赤外放射は Someria and Deadorff (1977)¹⁷⁾により、雲率は Yamada and Mellor (1977, 1979)^{18,19)}の雲モデルによる²⁾。この雲率は、比湿 E と温位 H に 2 重正規分布を仮定した雲率統計値である。また、温度膨張係数の温位成分 β_T' と比湿成分 β_E' も、比湿と温位に 2 重正規分布を仮定して定める。

(11) 境界条件

下部境界は、メッシュ内の土地利用を 6 カテゴリーに分類し (水面、裸地、水田、草地、森林、都市)、各カテゴリーの地表が独立に大気と運動量、熱エネルギーおよび水分のフラックス交換を行うと考える。この場合、各カテゴリーの面積比を a_k 、運動量フラックスを $Flxm_k$ 、熱エネルギーフラックスを $Flxh_k$ 、水分フラックスを $Flxe_k$ とすれば、計算領域内の大気と交換する各メッシュのフラックスは次式で表せる。

$$\begin{aligned} Flxm &= \sum_{k=1}^6 a_k Flxm_k, \quad Flxh = \sum_{k=1}^6 a_k Flxh_k, \\ Flxe &= \sum_{k=1}^6 a_k Flxe_k \end{aligned} \quad (15a,b,c)$$

ここでは、最も単純な単一界面(水面あるいは裸地)の概要を示すが、参考文献2にはそのほかの領域も含めて詳細に示している。なお、水田、草地、森林は Deadorff(1978)¹⁴⁾の植生モデルにより、都市は Kimura and Takahashi (1991)¹⁵⁾の都市モデルによる。

単一境界の運動量、熱エネルギーおよび水分のフラックスは、気象の分野で一般的な Bulk 評価法による。

$$\begin{aligned} Flxm &= Cd_a U_a^2, \quad Flxh = Ch_a U_a (T_a - T_g), \\ Flxq &= Ch_a U_a (E_a - E_g) \end{aligned} \quad (16a,b,c)$$

ここに、 U_a, T_a, E_a は各々接地層内の風速、気温、比湿を、 E_g は地表の比湿を、 Cd_a は接地層内の運動量輸送係数を、 Ch_a は熱輸送係数を表す。地表温度 T_g は日射、赤外放射、人工排熱、水中・地中の不易温度の釣合から定める (Force restore method^{2,14)})。

上部境界の水平風速は、時間変化と拡散を無視し、半径方向風速を 0 (U 成分の圧力=コリオリ力) とした運動量保存式に圧力分布 (12) の $P_T(r)$ を代入して求めた円周方向風速 V_F とする

(Friction free wind)^{5,6,7)}。なお、鉛直風速は連続方程式による。

$$V_F = \frac{(V_*^2 + 4V_+^2)^{1/2} - V_*}{2} \quad (17a)$$

$$V_* = C_T \sin \phi + f \cdot r, \quad V_+^2 = \frac{R_m(P_o - P_c)}{\rho \cdot r \cdot \exp(R_m/r)} \quad (17b,c)$$

ここに、 ϕ は台風中心から見た台風進行方向と対象点がなす反時計回りの角度を表す。

外側の側面境界は Orlanski (1976)^{3,20)}の open boundary モデルを修正した式により、台風中心側の側面境界はフラックス 0 とする (円周方向は free slip)。

III. 台風モデル

台風時の圧力を Schloemer モデル式 (12) によれば、台風特性は強さ (台風中心気圧 P_c)、規模 (最大旋衡風速半径 R_m)、台風進行速度 C_T 、台風進行方向 Θ_T の 4 変数となる。本研究は、耐風設計や被害予測に用いる風速統計値を求める膨大な計算を目指している。したがって、乱数発生した海上の台風特性(初期値、 P_c, R_m, C_T, Θ_T) だけから、時々刻々変化する風向風速の 3 次元分布が予測できるようにするため、精度に多少問題はあがるが、台風特性も解析的に定める。

(1) 台風中心気圧 P_c

Schloemer モデルを仮定した場合、台風中心気圧は、風速分布あるいは圧力分布の計算結果から設定できる。しかし、風速は変動が激しく指標として適さない。このことから、台風中心気圧は圧力分布に基づくことにした。計算時間を考えないなら、圧力は収斂計算が必要な Poisson 方程式によるべきである。しかし、本解析では、計算時間短縮のため、計算領域頂部の圧力を基準にする静力学平衡値としている。したがって、台風中心気圧 P_c は、頂部の Exner 関数式

$$(11a) \text{ を海面圧力 } P \text{ に変換して円周方向に平均した } \bar{P}_i = \frac{1}{n_j} \sum_j P_j(r_i)$$

から推定する。ここに、 i, j は半径方向と円周方向の格子点を表す。なお、推定に用いる頂部の鉛直風速に基づく Exner 関数を変化させる Π_w は、面平均値が 0 のフーリエ解析式 (13) による。このため、台風中心気圧 P_c は台風中心と計算領域外周の Exner 関数差に基づく (計算領域外周の圧力変化は小さいとする)。

(2) 最大旋衡風速半径 R_m

最大旋衡風速半径は、海面の台風中心気圧 P_c と半径方向 r_i 点の圧

力平均値 $\bar{P}_i$ を式 (12) に代入して計算される $\bar{R}_{mi}$ の平均値とする。

$$R_m = \frac{1}{n_i} \sum_{i=1}^{n_i} R_{mi} = \frac{1}{n_i} \sum_{i=1}^{n_i} \left(r_i \ln \left(\frac{P_o - P_c}{P_i - P_c} \right) \right) \quad (18)$$

(3) 台風進行速度 C_T および進行方向 Θ_T

台風の進行速度は、一連の数値解析とは別に、移流項 ADV を無視した運動量保存式 (3a,b) に準拠した次式で評価する。

$$\frac{\partial C_{Tx}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_B}{\partial x} + f C_{Ty} - D_x = f(C_{Ty} - V_{By})(1 - c_x) \quad (19a)$$

$$\frac{\partial C_{Ty}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_B}{\partial y} - f C_{Tx} - D_y = -f(C_{Tx} - V_{Bx})(1 - c_y) \quad (19b)$$

$$\Theta_{direc} = \tan^{-1}(C_{Ty} / C_{Tx}) \quad (19c)$$

ここに、 P_B と V_B は台風周辺気圧場の圧力と地衡風速を、 D と c は台風進行に伴う摩擦力と摩擦係数を表す。

台風進行速度 C_T には、解析領域外の周辺気圧 P_B や地形の凹凸による抵抗が関係するため、小領域の解析から追跡するのは困難である。このため、本論文の計算例に用いた c は、 V_B, C_T の観測値と整合する値としている。なお、確認計算から、台風の進行に伴う周辺気圧 P_B の変化による C_T への影響は大きいことが認められている。

IV. シミュレーション

シミュレーションの時間進行は、移流項を 2 段階に分けて計算する松野法による。物理量 Φ の差分計算は次のとおりである。

$$(\text{第1段階}) : \frac{(\Phi^+ - \Phi^{n-1})}{\Delta t} = -ADV(\Phi^{n-1}) + RHS(\Phi^{n-1}) \quad (20a)$$

$$(\text{第2段階}) : \frac{(\Phi^n - \Phi^{n-1})}{\Delta t} = -ADV(\Phi^+) + RHS(\Phi^{n-1}) \quad (20b)$$

ここに、上付き添え字 $n, n-1$ は現ステップと前ステップの物理量を、 $+$ は第 1 段階の計算値を、 RHS は移流項を除く項の和を表す。

台風の進行に伴う格子点高さの変化を考慮した、新しい座標の風速 U, V 、大気温度 H と地表温度 T_g は、Taylor 展開の 1 次近似で補間した値とする。

$$\Phi_{i,j} = \Phi_{i,j}^+ + \frac{\partial \Phi^+}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial \Phi^+}{\partial y} \Delta y \quad (21a,b)$$

$$(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 = (C_T \Delta t)^2$$

ここに、 $\Delta x, \Delta y$ は時間間隔 Δt の間に生じる台風中心位置の変化を、上付きの $+$ は座標移動前の物理量を表す。

Fig.1 は計算のフローを示す。計算手順は、静力学平衡を仮定することから、水平風速 2 成分 U, V を先ず計算し、次に連続方程式から鉛直風速 W を定め、最後に、圧力分布を計算する。

Fig.2~4 は、参考文献 5 に示される T9119 の計算結果を示す。この計算に必要な入力データは、標高・土地利用データを作成する国土地理院発行の国土数値情報、台風周辺気圧を設定する気象庁発行の高層気象観測年報、理科年表による海面温度と参考文献 5 による 10 時の台風特性 P_T, R_m, C_T, Θ_T の初期値だけである。計算領域は半径 250km、高さ 4.2km の範囲とした(上部境界高さ 6km)。半径方向の節点数は等間隔 50 点、円周方向は等間隔 64 点、高さ方向は不等間隔 15 点とした。計算の時間進行は 9 秒とした。

Fig.2 は、参考文献 5 に示される風向風速観測地点に台風中心が達した 16 時の高さ 100m における風向風速分布を示す (観測地点: 長崎, Huis Ten Bosch, 地上高さ 100m, 観測日時: 1991 年 9 月 27 日 10~20 時)。Fig.3 は、最終時刻 20 時、地上高さ 100m

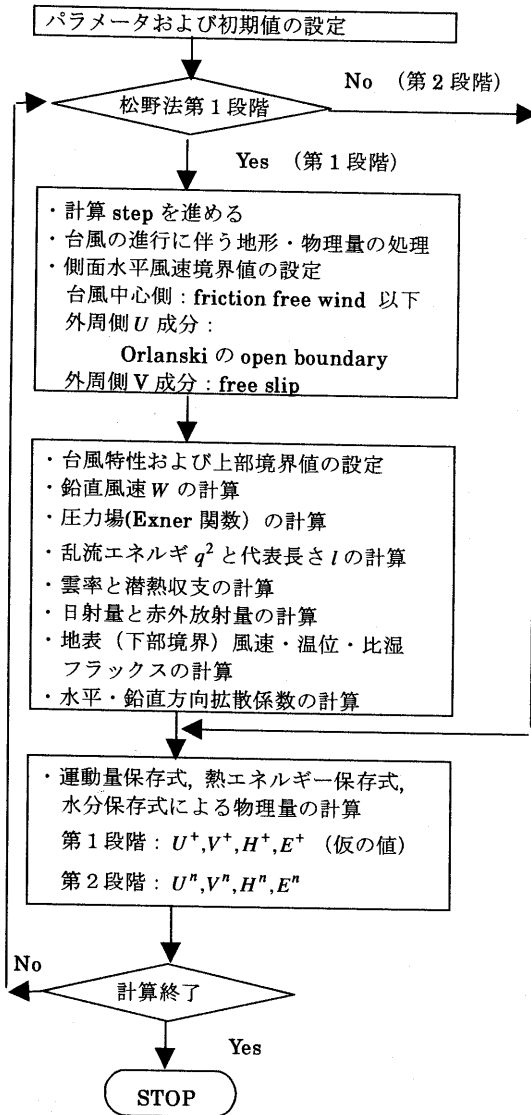


Fig. 1 Flow of Calculation

の風向風速分布を示す(時刻 10 時の風向風速分布初期値および Huis Ten Bosch での風観測値との一致度は参考文献 4 を参照)。図中の数値は風速 (m/sec) を, $\rightarrow$ は風向を, 連続する + 印は 15 分間隔の台風中心位置を表す。Fig. 4(a,b) は, 文献 5 による台風特性 (C_T, Θ_T, P_c, R_m) と計算値を比較している。図中の計算値 + $\circ$ は 15 分毎の値を, 参考文献 5 による値は 1 時間毎の値を表す。

Fig. 4(a) の台風進行速度 C_T と進行方向 Θ_T は, 解析領域が小さいため, 計算による追跡が困難なことから, 16 時と 20 時の台風中心位置が観測値と一致するよう, 式(19) 中の摩擦係数 c を Try and error で与えた計算値である。16 時以降の台風進行速度 C_T (観測値 $\blacksquare$, 計算値 $\circ$) の一致度が悪いのは, 15 ~ 17 時の間に何らかの外力が働き進行方向が急変したことによる。なお, 16 時までの計算に採用した係数は $c \approx 0.9$ であり, 17 時以降もこの係数が適用可能と判断される。

全て計算による Fig. 4(b) の台風中心気圧 P_c と最大旋衡風速半径 R_m も進行速度と同様, 15 ~ 17 時の間に台風特性が大きく変化したことを示す。しかし, そのほかの時刻は観測値と計算値の時間的な変化量がほぼ一致しており, 風向風速の統計的評価に P_c と R_m の評価式が適用できる可能性を示したと考える。ただし, 計算による台

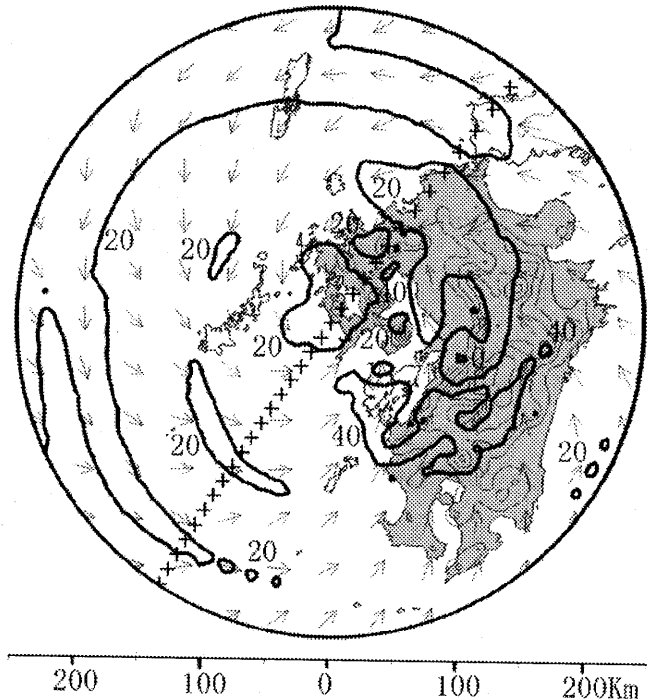


Fig. 2 Distribution of Wind Speed and Direction at PM 4, 100m above the Ground; Numerical Number is Wind Speed (m/s) and the Arrow indicates Wind Direction.
 $C_T = 17.13 \text{ m/s}$, $P_c = 940 \text{ hPa}$, $R_m = 85 \text{ km}$, ($E129.7^\circ, N32.8^\circ$)

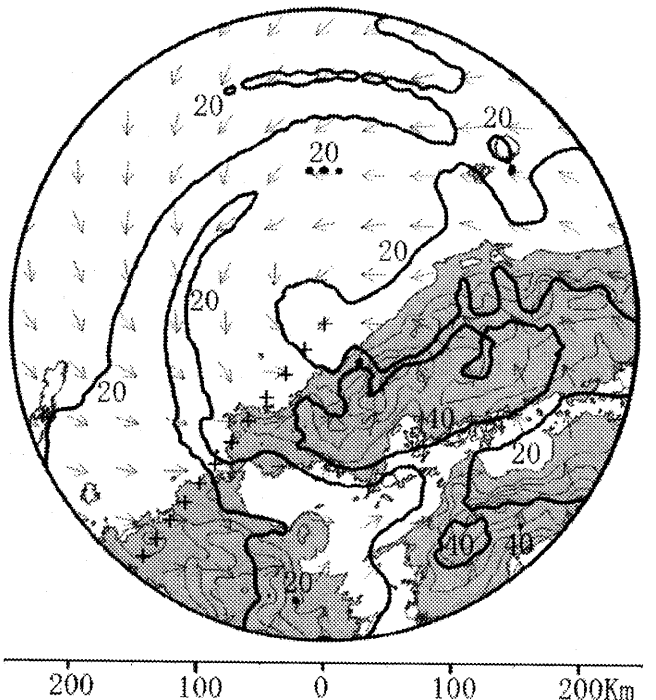


Fig. 3 Distribution of Wind Speed and Direction at PM 8, 100m above the Ground; Numerical Number is Wind Speed (m/s) and the Arrow indicates Wind Direction..
 $C_T = 21.84 \text{ m/s}$, $P_c = 945 \text{ hPa}$, $R_m = 88 \text{ km}$, ($E131.7^\circ, N35.0^\circ$)

風中心気圧の低下量 $\Delta P = P_o - P_c$ (台風の強さ) と R_m (規模) の関係を詳細に調べると, 計算値の場合, ΔP が大きくなると R_m も大きくなり ($\Delta P/R_m$ の変化が小; 圧力分布の形状変化が小), 参考

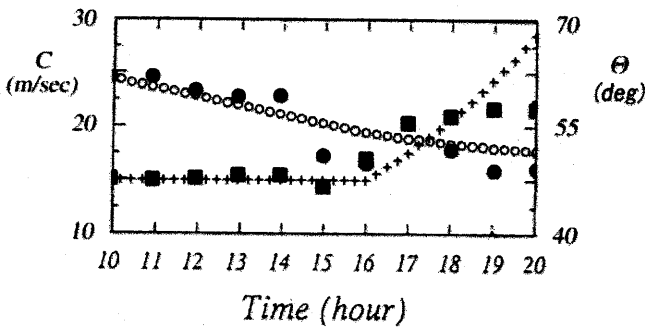


Fig.4(a) Typhoon Speed C_T (Observed ■, Calculated +) and Typhoon Direction Θ_T (Observed ●, Calculated ○) .

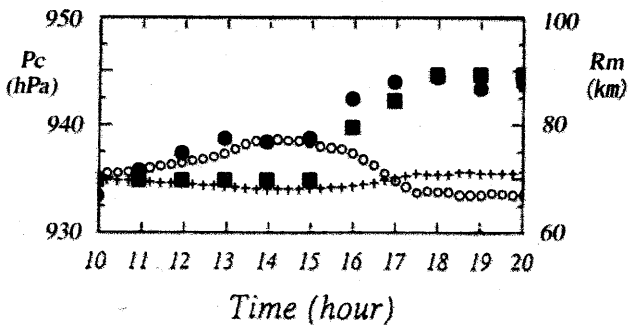


Fig.4(b) Typhoon Center Pressure P_c (Observed ■, Calculated +) and Maximum Cyclostrophic Wind R_m (Observed ●, Calculated ○) .

文献5とは逆の関係にある； P_c 観測値と R_m 客観解析値の関係は、エネルギー $\Delta P \times R_m$ の変化が小さい（圧力分布の形状変化が大）。この原因は、主に P_c と R_m の評価法によると考えられる。即ち、海面および地表からの熱エネルギー供給も含めたエネルギーに基づく P_c, R_m の検討が今後必要である。

V. おわりに

鹿島建設所有の中弱風領域を対象にした大気環境予測プログラムを改良した、円柱 z^* 座標プログラムを作成した；本論文の座標系は一般的な文献との対比を考え、デカルト z^* 座標としているが、参考文献4では円柱 z^* 座標に変換した式を示している。計算例として、参考文献5に記載される T9119 のシミュレーションを試みた。本論文に示す台風特性は観測値との一致度に多少問題を残しているが、参考文献4に示した風向風速観測値（長崎、Huis Ten Bosch：観測高さ 100m）と計算結果との一致度は良好である。

台風による風向風速の解析をより高精度化するため、主成分となる大きな平均値と比較的小さい変動成分の分離および台風特性評価法の改良を考慮中である。

参考文献

1) 吉田正邦, 太田勝矢, 高木賢二; 台風時の風向風速を評価する大気境界層モデル. 鹿島技術研究所年報 第 48 号, (2000), pp.137-142.

2) 吉田正邦, 太田勝矢, 高木賢二; 大気境界層の数値解析における下部境界モデルと雲モデル, 鹿島技術研究所年報 49 号, (2001), pp.189-194.
 3) 高木賢二, 吉田正邦, 太田勝矢; 非静力学モデルによる大気境界層の数値シミュレーション手法. 鹿島技術研究所年報 49 号, (2001), pp.175-180.
 4) 吉田正邦, 太田勝矢, 高木賢二; 台風による風向風速のシミュレーション. 第 17 回風工学シンポジウム, (2002).
 5) 孟岩, 松井正宏, 日比一喜; 台風に伴う強風場を求めるための解析モデルの提案, 日本風工学会誌, 第 57 号, (1993.10), pp.1-14.
 6) 藤井健, 塚田修, 光田寧; 日本本土に襲撃する台風の統計的性質について. 京都大学防災研究所年報, 第 28 号, B-1, (1985.4), pp.463-473.
 7) 藤井健, 光田寧; 台風の確率モデルの作成とそれによる台風のシミュレーション. 京都大学防災研究所年報, 第 28 号, B-1, (1986.4), pp.1-11.
 8) R.W.Schloemer; Analysis and synthesis of Hurricane wind patterns over Okeechobee, Florida. Hydro-meteorological Report, No.31, (1954).
 9) James W.Deardorff; Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. Journal of the Atmospheric Sciences, Volume 29, (1972.1).
 10) George L.Mellor and Tetsuji Yamada; Development of turbulence closure model for geophysical fluid problems. Reviews of Geophysics and Space Physics. Vol.20, No.4, (1982), pp.851-875.
 11) George L.Mellor and Tetsuji Yamada; A Hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. Journal of the Atmospheric Sciences, (1974.10), pp.1797-1806.
 12) T. Yamada; Simulations of nocturnal drainage flows by q^2/l turbulence closure model. Journal of the Atmospheric Sciences, (1983.1), pp.91-106.
 13) Joseph B.Klemp and Dale R.Durran; An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation. Monthly Weather Review Vol.111, American Meteorological Society, (1983.3), pp.430-444.
 14) J.W.Deardorff; Efficient prediction of ground surface temperature and moisture, with inclusion of a layer of vegetation, Journal of Geophysical Research, (1978.4), pp.1889-1903.
 15) F.Kimura and S.Takahashi; The effects of landuse and anthropologic heating on the surface temperature in Tokyo metropolitan area: A numerical experiment, Atmospheric Environment, Vol.25B, No.2, (1991), pp.155-164.
 16) A.Katayama; A simplified scheme for computing radiation transfer in the troposphere, Numerical Simulation of Weather and Climate Technical Report No.6, Department of Meteorology University of California, Los Angeles, NASA-CR-132873, (1973).
 17) G.Sommeria and J.W.Deardorff; Subgridscale condensation in models of non-precipitating clouds, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol.34, (1977.2), pp.344-355.
 18) George L.Mellor; The gaussian cloud model relations, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol.34, (1977.2), pp.356-358 and (1977.9), pp.1483-1484.
 19) T.Yamada and G.L.Mellor; A numerical simulation of BOMEX data using turbulence closure model coupled with ensemble cloud relations. Quart. Journal of Met. Soc., 105, (1979), pp.915-944.
 20) L.Orlanski; A Simple Boundary Condition for Unbounded Hyperbolic Flows. Journal of Computational Physics, Volume 21, (1976), pp.251-269.